

Теорія та практика навігаційних приладів і систем

3. Мельник В.М., Карачун В.В., Узагальнення похибки двостепенного гіроскопа // Вісник ЖДТУ. – 2005. - №3(34) / Технічні науки. – С.76-78.
4. Мельник В.М., Карачун В.В. Додаткові похибки гіроскопа в акустичному середовищі. //Вісник НТУУ „КПІ”. Серія ПРИЛАДОБУДУВАННЯ.2005. – Вип. 29. – С.33-36.
5. Карачун В.В., Лозовик В.Г., Мельник В.Н. Дифракція звукових волн на підвесі гіроскопа. – К.: ”Корнейчук”, 2000. – 176с.
6. Карачун В.В., Кубрак Н.А. Дротяні елементи приладів в акустичному середовищі. – К.:”Корнейчук”, 2001. – 160с.
7. Многомерные задачи нестационарной упругости подвеса поплавкового гироскопа. / В.В. Карачун, В.Г.Лозовик, Е.Р.Потапова, В.Н.Мельник/ Под ред. В.В.Карачуна. – К.: «Корнейчук», 2000. – 128с.
8. Погрешности гироскопического интегратора линейных ускорений в натурных условиях / В.В. Карачун, В.Н.Мельник, В.Г.Лозовик, А.А.Одинцов / Под ред. В.В.Карачуна. – К.: ”Корнейчук”, 2001.- 144с.
9. Карачун В.В., Мельник В.Н., Саверченко В.Г. Некоторые аспекты влияния проникающего акустического излучения на приборы и системы инерциальной навигации / Космічна наука і технологія. 2004 Т. 10. № 4 – С. 50-59.
10. Мельник В.М., Карачун В.В. Невісесиметричний випадок пружної деформації поплавця гіроскопа // Вісник ЖДТУ. – 2006. - №2(37) / Технічні науки. – С.86-91.
11. Baron M.L., Bleich H.H. Tables of frequencies and free vibration of infinitely long thin cylindrical shells, J. of APM, 1954, v.21, №2. – P. 178-184.
12. Гонткевич В.С. Собственные колебания пластин и оболочек: Справочник / Под ред. А.П.Филиппова. – К.: Наук. думка, 1964. – 288 с.

<p>Мельник В.Н., Карачун В.В. Определение функций $\varphi_k^S(z), \psi_k^S(z), \gamma_k^S(z)$ при отсутствии упругого перекрестного влияния координат поплавка гироскопа.</p> <p>Проводится численный анализ безразмерных частот упругих колебаний поверхности поплавка гироскопа под действием внешнего возмущения пространственного характера. Обосновывается выбор partialis частот для одной из модификаций промышленного образца поплавкового прибора.</p>	<p>Mel'nick V.N., Karachun V.V. Definition of functions $\varphi_k^S(z), \psi_k^S(z), \gamma_k^S(z)$ at absence of elastic cross influence of coordinates of a float of a gyroscope.</p> <p>The numerical analysis of dimensionless frequencies of elastic fluctuations of a surface of a float of a gyroscope under action of external indignation of spatial character is spent. The choice partialis frequencies for one of updatings the industrial sample float-actuated a hair parting proves.</p>
--	--

*Надійшла до редакції
6 квітня 2006 року*

УДК 629.7.054

АНАЛІЗ ЗБУРЕНОГО СТАНУ ПОПЛАВЦЯ ГІРОСКОПА ВНАСЛІДОК ДИФРАКЦІЇ ЗВУКОВИХ ХВИЛЬ НА ЩІЛИНІ

Кладун О.А. Національний технічний університет України “Київський політехнічний інститут”, м. Київ, Україна

Визначаються координатні функції пружно-податливої зовнішньої оболонки двостепенного поплавкового гіроскопа. Наводиться аналіз збуреного стану поверхні під дією

дифракційної акустичної хвилі, що надходить до приладу крізь щілину заданих типорозмірів

Вступ

Двостепеневі гіроскопи знайшли досить широке застосування на рухомих об'єктах і в системах інерціальної навігації, і в пілотажному обладнанні. Особливе місце тут посідають поплавкові прилади, рухома частина котрих знаходиться у зваженому стані завдяки важкій рідині [1, 2]. Прогресивна на свій час, ця ідея дозволила зробити суттєвий крок уперед на шляху зменшення похибок бортової апаратури [3, 4].

Разом з тим, останні дослідження доводять, що поплавкові прилади під час старту ракет-носіїв мають значні похибки і причиною цього слугує проникаюче під фюзеляж акустичне випромінювання високого рівня - 150 ... 160 дБ [5]. Отже, рідиннофазна частина гіроскопа надає можливість вільного доступу усередину прилада акустичних хвиль. В свою чергу, вони генерують в механічній системі підвісу пружні коливання, які у своїй сукупності сприймаються гіроскопом як "хибна" кутова швидкість основи.

Постановка задачі

Для глибокого осмислення явища необхідно з'ясувати природу пружної взаємодії просторового збурюючого чинника з приладом, побудувати розрахункові моделі, окреслити коло задач аналізу і синтезу. Зокрема, це стосується дифракційних ефектів на шпарині, крізь котру надходить хвиля надлишкового тиску.

Метою досліджень є спроба, за певних спрощуючих припущень, визначити та обчислити координатні функції оболонкової частини приладу.

Вихідні припущення та визначення координатних функцій

Розрахункову модель пружної взаємодії дифракційної звукової хвилі з двостепеневим гіроскопом будуюмо за припущення плоскої хвилі акустичного тиску P , яка потрапляє на пружно-податливу зовнішню оболонку, що з'єднана в'яззю c_1 з абсолютно твердим внутрішнім циліндром. В ньому знаходиться гіроагрегат.

Проникаюче акустичне випромінювання потрапляє на прилад крізь щілину довжини $2L$ (рис. 1).

Рівняння зовнішньої оболонки, за умови нормального падіння хвилі тиску, мають вигляд [6]:

$$\begin{aligned} (\omega^2 \rho + 1)W + \frac{\partial V}{\partial \beta} + c^2 \left(\frac{1}{r^4} \frac{\partial^4 W}{\partial \beta^4} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial^4 W}{\partial \beta^2 \partial x^2} + \frac{\partial^4 W}{\partial x^4} \right) = \\ = f(x, x_0, \beta, t) \delta(x - x_0) + P(x, \beta, r, t)^{def} = F(x, x_0, \beta, t), \end{aligned} \quad (1)$$

де V , W - відповідно тангенціальні і радіальні переміщення елементів поверхні під дією падаючої хвилі $-\infty < x < +\infty$;

$0 \leq \beta \leq 2\pi$; усі коефіцієнти постійні за величиною.

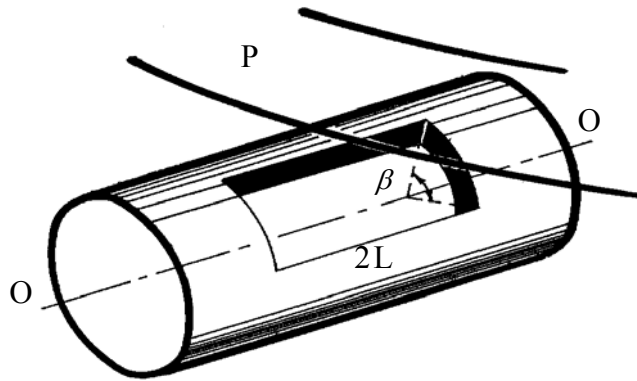


Рис. 1. Дифракція звукових хвиль на щілині

Якщо навести збурення $F(x_0, x, \beta, t)$, а також координатні функції $U(x_0, x, \beta, t)$ і $W(x_0, x, \beta, t)$ у вигляді тригонометричних рядів Фур'є за змінною β ($0 \leq \beta \leq 2\pi$)

$$\begin{aligned} F(x, x_0, \beta, t) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} F_m(x) \exp(im\beta); \\ V(x, x_0, \beta, t) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} V_m(x) \exp(im\beta); \\ W(x, x_0, \beta, t) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} W_m(x) \exp(im\beta). \end{aligned} \quad (2)$$

Тоді рівняння (1) трансформується до системи з двох звичайних відносно змінних $V_m(x)$ та $W_m(x)$:

$$\begin{aligned} (\omega^2 \rho - m^2) V_m(x) + \frac{1-\sigma}{2} V_m''(x) + im W_m(x) &= 0; \\ im V_m(x) + \left(\omega^2 \rho + 1 + \frac{c^2 m^4}{r^4} \right) W_m(x) - \frac{2c^2 m^2}{r^2} W_m''(x) + c^2 W_m^{IV}(x) &= F_m(x), \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Розглянемо випадок, коли $m \neq 0$.

Тоді з першого рівняння системи (3) походить:

$$\begin{aligned} m W_m(x) &= i(\omega^2 \rho - m^2) V_m(x) + i \frac{1-\sigma}{2} V_m''(x); \\ m W_m''(x) &= i(\omega^2 \rho - m^2) V_m''(x) + i \frac{1-\sigma}{2} V_m^{IV}(x); \\ m W_m^{IV}(x) &= i(\omega^2 \rho - m^2) V_m^{IV}(x) + i \frac{1-\sigma}{2} V_m^{IV}(x). \end{aligned} \quad (4)$$

А після підстановки виразів (4) у друге рівняння системи (3), отримуємо для функції $V_m(x)$ наступне рівняння шостого порядку із сталими коефіцієнтами:

$$S_{m,1}V_m(x) + S_{m,2}V_m''(x) + S_{m,4}V_m^{IV}(x) + V_m^{IV}(x) = h_m(x), \quad (5)$$

де

$$\begin{aligned} \frac{2}{c^2(1-\sigma)} \left[(\omega^2 \rho - m^2) \left(\omega^2 \rho + 1 + \frac{c^2 m^4}{r^4} \right) + m^2 \right] &= S_{m,1}; \\ \frac{1}{c^2} (\omega^2 \rho + 1) + \frac{m^4}{r^4} - \frac{4m^2}{1-\sigma} (\omega^2 \rho - m^2) &= S_{m,2}; \\ \frac{-2mi}{c^2(1-\sigma)} F_m(x) &= h_m(x), \\ m &= \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned}$$

Якщо проінтегрувати це рівняння, можна знайти $W_m(x)$ простим диференціюванням розв'язку $V_m(x)$, як це зазначено у першому рівнянні системи (3).

Вважаючи функцію $f(x, x_0, \beta, t)$ визначеною, шукаємо переміщення внутрішньої оболонки $U(x, x_0, \beta, t)$ із співвідношення (рис. 2):

$$f(x, x_0, \beta, t) = c_1 [U(x, x_0, \beta, t) - W(x, x_0, \beta, t)].$$

Знайдемо розв'язок рівняння (5) за умови його обмеження при $x \rightarrow \pm\infty$. Індеси “ m ” надалі опускаємо.

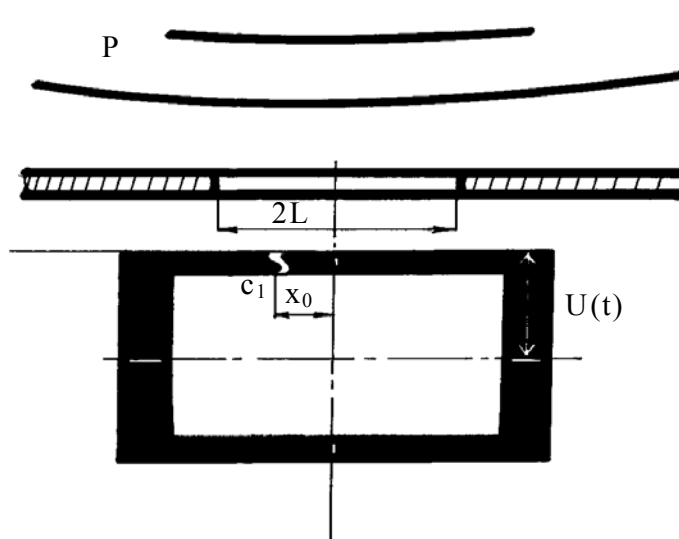


Рис. 2. Природа пружної взаємодії акустичних хвиль з поплавковим гіроскопом

Рівнянню (5) відповідає характеристичний поліном

$$\lambda^6 + S_4 \lambda^4 + S_2 \lambda^2 + S_1 = 0, \quad (6)$$

який запишемо у вигляді –

$$z^3 + S_4 z^2 + S_2 z + S_1 = 0, \quad (7)$$

де $\lambda^2 = z$.

Розглянемо випадок, коли всі корені рівняння (6)

$$\lambda_j = \alpha_j + i v_j, j = \overline{1,6}. \quad (8)$$

прості.

Або, приймаючи до уваги сказане раніше,

$$\lambda_j = \alpha_j + i v_j = \lambda_{mj} = \alpha_{mj} + i v_{mj}. \quad (9)$$

Не виключено, що деякі з них лежать на уявній осі, тобто

$$\lambda_k = i v_k, a_k = 0.$$

Загальний розв'язок однорідного рівняння виразу (3.32) має вигляд –

$$V_{01}(x) = \sum_{j=1}^6 a_j \exp(\lambda_j x), \quad (10)$$

де a_j - довільні сталі.

Реакція динамічної системи (5) на одиничний імпульс має бути такою –

$$g(x) = \sum_{j=1}^6 b_j \exp(\lambda_j x). \quad (11)$$

Функція $g(x)$ задовольняє однорідному рівнянню виразу (5) і початковим умовам виду –

$$g(0) = g'(0) = g''(0) = g'''(0) = g^{IV}(0) = 0; g^V(0) = 1. \quad (12)$$

Тоді

$$b = colon(b_1 \ b_2 \ b_3 \ b_4 \ b_5 \ b_6) -$$

є розв'язок наступної системи лінійних алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 & \lambda_4 & \lambda_5 & \lambda_6 \\ \lambda_1^2 & \lambda_2^2 & \lambda_3^2 & \lambda_4^2 & \lambda_5^2 & \lambda_6^2 \\ \lambda_1^3 & \lambda_2^3 & \lambda_3^3 & \lambda_4^3 & \lambda_5^3 & \lambda_6^3 \\ \lambda_1^4 & \lambda_2^4 & \lambda_3^4 & \lambda_4^4 & \lambda_5^4 & \lambda_6^4 \\ \lambda_1^5 & \lambda_2^5 & \lambda_3^5 & \lambda_4^5 & \lambda_5^5 & \lambda_6^5 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \\ b_5 \\ b_6 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{vmatrix} \quad (13)$$

Визначник цієї системи - визначник Вандермонда. І, оскільки ваги чисел λ_j різні, цей визначник не дорівнює нулю. Отже, система однозначно розв'язна.

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (5) виглядає так:

$$V_{02}(x) = \sum_{j=1}^6 b_j \exp(\lambda_j x) \int_0^x \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi, \quad (14)$$

а повний запишеться у вигляді –

$$V_0(x) = V_{01}(x) + V_{02}(x) = \sum_{j=1}^6 \exp(\lambda_j x) \left\{ a_j + b_j \int_0^x \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi \right\}. \quad (15)$$

Розв'язки шукаємо обмеженими на всій осі $-\infty < x < +\infty$, а носієм функції $h(x)$ є сегмент $-L \leq x \leq L$.

Якщо корінь λ_j знаходиться на уявній осі, тоді $\alpha_j = \operatorname{Re} \lambda_j = 0$, $\lambda_j = iv_j$. Отже α_j залишимо довільним.

Якщо ж $\operatorname{Re} \lambda_j \neq 0$, то α_j вибираємо в такий спосіб:

$$a_j = -b_j \int_0^{L \operatorname{sign} a_j} \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi. \quad (16)$$

Тоді

$$a_j + b_j \int_0^x \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi = -b_j \int_x^{L \operatorname{sign} a_j} \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi. \quad (17)$$

У наслідок цього, сімейство потрібних розв'язків неоднорідного рівняння (5) виявиться наступним:

$$V_m(x) = \sum_{j=1}^6 \exp(iv_j x) \left\{ a_j + b_j \int_0^x \exp(-iv_j \xi) h(\xi) d\xi \right\} - \sum_{j=1}^6 b_j \exp(-\lambda_j x) \cdot b_j \int_x^{L \operatorname{sign} a_j} \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi, \quad (18)$$

де $h(\xi) = h_m(\xi)$; $\lambda_j = \alpha_j + iv_j = \lambda_{mj} = \alpha_{mj} + iv_{mj}$; $\operatorname{Re} \lambda_j = \alpha_j \neq 0$.

При цьому можливі наступні чотири варіанти конструкції формули (18):

- рівняння (7) має три різних від'ємні корені. У цьому випадку рівняння (6) має три різні пари чисто уявних коренів (не рівних нулю) комплексно сполучених. У цьому випадку перша сума буде налічувати шість доданків, а друга – буде відсутня;

- рівняння (7) має два різних від'ємних кореня та один додатний. Тоді рівняння (3.33) матиме дві різні пари чисто уявних і не рівних нулю комплексно сполучених коренів, а два інших - дійсні (один додатний, інший від'ємний). У цьому випадку перша сума буде містити чотири доданки, друга - два;

- рівняння (7) має один від'ємний корінь. Два інших його корені різні. Тоді рівняння (6) матиме одну пару чисто уявних, не рівних нулю, комплексно сполучених коренів, а його інші корені не будуть знаходитися на уявній осі - два в лівій, два - в правій напівплощинах. Перша сума в цьому випадку містить два доданки, друга - чотири;

- рівняння (7) не має від'ємних коренів. Тоді рівняння (6) не буде мати чисто уявних коренів, а тільки три корені у лівій і три у правій напівплощинах.

Перша сума буде відсутня, друга - буде містити чотири доданки.

Уточнимо поводження розв'язків (18) поза носієм функції $h(x)$, тобто поза шілиною $-L \leq x \leq L$, коли $h(x) \equiv 0$.

Якщо $L \leq x \leq +\infty$, тоді перша сума у виразі (18) виглядає в такий спосіб:

$$\sum_{j=1}^6 (a_j + b_j p_j) \exp(iv_j x);$$

$$p_j = \int_0^L \exp(-iv_j \xi) h(\xi) d\xi, \quad (19)$$

$$\operatorname{Re} \lambda_j = \alpha = 0.$$

У цій сумі стільки доданків, скільки коренів рівняння (6) знаходиться на уявній осі. Якщо таких коренів немає, ця сума відсутня.

За $\operatorname{Re} \lambda_j = \alpha > 0$ і $L \leq x \leq +\infty$

$$\int_x^{L \operatorname{sign} a_j} \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi = - \int_L^x \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d\xi = 0, \quad (20)$$

де $\forall x: L < x < +\infty$.

Тому друга сума, якщо вона присутня у виразі (18), буде такою:

$$\sum_{j=1}^6 b_j c_j \exp(\lambda_j x);$$

$$c_j = \int_{-L}^L \exp(-\lambda_j \xi) h(\xi) d(\xi) = 0, \quad (21)$$

$$\operatorname{Re} \lambda_j = \alpha = 0.$$

Вона буде прагнути до нуля, якщо $x \rightarrow +\infty$ разом із усіма своїми похідними за змінною x .

Отже, при $L < x < +\infty$

$$V_m(x) = \sum_{j=1}^6 (a_j + b_j p_j) \exp(iv_j x) + \sum_{j=1}^6 b_j c_j \exp(\lambda_j x) \quad (22)$$

$$\operatorname{Re} \lambda_j = \alpha = 0 \quad \operatorname{Re} \lambda_j = \alpha < 0$$

Аналогічно, якщо $-\infty < x < -L$:

$$V_m(x) = \sum_{j=1}^6 (a_j - b_j q_j) \exp(iv_j x) + \sum_{j=1}^6 b_j c_j \exp(\lambda_j x) \quad (23)$$

$$\operatorname{Re} \lambda_j = \alpha = 0 \quad \operatorname{Re} \lambda_j = \alpha > 0,$$

$$\text{де } q_j = \int_{-L}^0 \exp(-iv_j \xi) h(\xi) d(\xi).$$

Якщо у формулах (22) і (23) перша сума присутня, тоді вона осцилює, а друга – прагне до нуля в першій формулі при $x \rightarrow +\infty$, а в другій формулі – при $x \rightarrow -\infty$ разом із усіма їхніми похідними за змінною x .

Отже, випадок відсутності кратних коренів у рівнянні (7) проаналізований у повному обсязі.

Висновки

Наведені результати дають можливість кількісного і якісного аналізу вивчаємого явища в цілому і координатних функцій оболонкової частини приладу –

зокрема. Досліджуєма проблема досить складна і багатогранна, тому наведений матеріал висвітлює деякі принципові для осмислення аспекти. Разом з тим, визначення примусового руху механічної системи приладу під дією проникаючих хвильових чинників слугує підґрунтям для науково обґрунтованих висновків щодо напрямів подальших досліджень.

Література

1. Данилин В.П. Гироскопические приборы. – М.: «Высшая школа», 1965. – 539 с.
2. Ривкин С.С. Теория гироскопических устройств: Учебное пособие в 2-х ч. – Л.: Судпромгиз, 1962.
3. Ткачев Л.И. Системы инерциальной ориентировки: Учебное пособие. – М.: МЭИ, 1973. – 213 с.
4. Draper C.S., Wrigley W. And Grohe L.R. The Floating Intergating Gyro and its Application to Geometrical Stabilization Problems on Mooving Bases. Aero. Eng. Rev., vol. 15, № 6, June, 1956. – P. 39-44.
5. Карачун В.В., Каюк Я.Ф., Мельник В.Н. Волновые задачи поплавкового гироскопа. – К.: «Корнейчук», 2007. – 228 с.
6. Kennard E.H. The new Approach Shell Theory circular Cylinders. – J. Appl. Mech., 1953, 20, № 1. – P. 71-79.

Кладун Е.А. Анализ возмущенного состояния поплавка гироскопа вследствие дифракции звуковых волн на щели.

Определяются координатные функции упруго-податливой внешней оболочки двухстепенного поплавкового гироскопа. Приводится анализ возмущенного состояния поверхности под действием дифракционной акустической волны, которая поступает в прибор сквозь щель заданных типоразмеров.

Kladun O.A. The analysis of a perturbed state of a float of the gyro owing to diffraction of sound waves on a slot.

The coordinate functions of an elastic - yielding outer shell two-powermode of a floated-type gyroscope are determined. The analysis of a perturbed state of a surface under operating of a diffraction acoustic wave is resulted, which one acts in the device through a slot of given type sizes.

*Надійшла до редакції
6 квітня 2006 року*

УДК 629.1.05

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ГИРОКОМПАСИРОВАНИЕ ИНЕРЦИАЛЬНОЙ ПЛАТФОРМЫ

¹⁾Мелешко В.В., ²⁾Габбасов С.М., ²⁾Корнейчук В.В., ²⁾Манохин В.И., ³⁾Скуднева О.В.,

¹⁾Национальный технический университет Украины “Киевский политехнический институт”, г. Киев, Украина; ²⁾РПКБ, г.Раменское, Россия; ³⁾МГТУ им.Баумана, г.Москва, Россия

Рассматривается точность гироскопирования в условиях азимутальных колебаний объекта, оценка и учет влияния составляющих ухода гироскопов

Введение

Аналитическое гироскопирование состоит в определении азимутального угла платформы по сигналам каналов горизонтальной интегрально-